



МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДУГОВОЙ ПЛАЗМЫ, ГЕНЕРИРУЕМОЙ ПЛАЗМОТРОНОМ С ПРОВОЛОКОЙ-АНОДОМ

М. Ю. ХАРЛАМОВ, канд. техн. наук (Восточноукр. нац. ун-т им. В. Даля, г. Луганск),
чл.-кор. НАН Украины **И. В. КРИВЦУН**, **В. Н. КОРЖИК**, **С. В. ПЕТРОВ**, доктора техн. наук,
А. И. ДЕМЬЯНОВ, инж. (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Разработана математическая модель, описывающая турбулентное течение электродуговой плазмы и формирование плазменной струи в условиях плазменно-дугового напыления. На основе численного моделирования проведен детальный анализ влияния режимов работы плазмотрона с проволокой-анодом и условий обдува генерируемой им слаботурбулентной плазменной струи ламинарным потоком газа на электрические характеристики дугового разряда, тепловые и газодинамические характеристики плазменного потока.

Ключевые слова: электродуговое напыление, проволоочный материал, дуговой плазмотрон, математическая модель, программное обеспечение, характеристики течения плазмы

При модифицировании поверхностей деталей машин и механизмов широкое применение получили способы газотермического нанесения покрытий, основанные на использовании электрической дуги. Сегодня одним из наиболее прогрессивных способов, позволяющим получать наиболее высококачественные покрытия, является сверхзвуковое электродуговое напыление проволоочных материалов в потоке продуктов сгорания природного газа с воздухом [1, 2]. В то же время современное машиностроение выдвигает к покрытиям все более высокие требования, которые могут быть удовлетворены только на основе новых подходов. Это, например, требование обеспечения близкой к нулю пористости, необходимой прочности покрытия, приближающейся к прочности компактного материала, минимальных потерь при напылении в случае использования дорогих материалов и больших объемах производства деталей с покрытиями, точности процесса, воспроизводимости показателей качества при длительной работе оборудования. Примером может быть процесс напыления молибденового или аморфного покрытия на кольца синхронизаторов коробки передач на автоматической линии. Перспективен для решения таких задач процесс плазменно-дугового проволоочного напыления с использованием аргоновой дуги, обдуваемой интенсивным спутным воздушным потоком. В этом случае дуга горит между вольфрамовым катодом, обдуваемым потоком аргона с небольшим расходом и плавящейся токоведущей проволокой, подаваемой за срезом двойного сопла плазмотрона. В зазор меж-

ду соплами подается воздух. Особенности такого процесса является то, что плавление и струйное течение материала проволоки происходит в защитной атмосфере аргона, а дробление расплава и разгон дисперсных частиц — в плазменной струе, обжатой спутным потоком воздуха, истекающего из кольцевого зазора между соплами плазмотрона. В результате обеспечиваются минимальные потери на испарение материала проволоки и насыщение его кислородом и азотом воздуха, оптимальный фракционный состав дисперсной фазы, достижение частицами напыляемого материала околосвуковой скорости в момент встречи с основой, наиболее высокую объемную концентрацию напыляемых частиц и минимальный угол раскрытия двухфазного потока, составляющий несколько градусов. В результате создаются предпосылки для вывода получаемых таким способом покрытий на современный конкурентоспособный уровень. При совершенствовании конструкций плазмотронов с проволокой-анодом и выборе рациональных режимов их работы очень важно иметь возможность прогнозирования характеристик формируемых плазменных и двухфазных потоков. Эти задачи могут быть успешно решены путем разработки соответствующих физико-математических моделей, создания программного обеспечения для их компьютерной реализации и численного моделирования изучаемых потоков дуговой плазмы.

Исследованию дугового разряда и его использованию для нагрева и ускорения газа с помощью дуговых генераторов плазмы посвящено большое количество работ [3–6]. Однако в большинстве публикаций рассматривается электрическая дуга косвенного действия, горящая внутри сопла-анода плазмотрона. Сопутствующие плазменному рас-



пылению проволоки-анода процессы теплового, газодинамического и химического взаимодействия плазменной струи с потоком обдувающего газа и внешней газовой средой на данный момент изучены явно недостаточно. Поэтому существует необходимость разработки унифицированной физико-математической модели указанных процессов, применимой для широкого класса плазменных технологий и учитывающей взаимодействие электрической дуги и плазменной струи с обдувающим потоком газа, что и являлось целью данной работы.

Моделирование процесса формирования плазменного потока проводили при следующих условиях (рис. 1). Дуга постоянного тока горит между тугоплавким водоохлаждаемым катодом и токоведущей проволокой, расположенной за срезом сопла плазмотрона. Подающийся в сопло плазмообразующий газ с объемным расходом G_1 нагревается электрической дугой и истекает из электродного сопла радиусом R_c . Открытый участок разряда (вне плазмформирующего канала) обдувается потоком газа с объемным расходом G_2 , подаваемым через кольцевой канал $R_1 \leq r \leq R_2$ под углом α к оси плазмотрона. Давление во внешней среде атмосферное. Анодная проволока расположена на расстоянии Z_2 от начала расчетной области. Полагается, что далее (при $z > Z_2$) имеет место инерционное движение бестоковой плазмы.

Таким образом, при теоретическом анализе процессов нагрева и движения газа в условиях плазменно-дугового напыления расчетный участок условно можно разделить на три области (рис. 1): течение дуговой плазмы внутри сопла плазмотрона ($0 \leq z \leq Z_1$), внешнее течение дуговой плазмы и ее взаимодействие с потоком обдувающего газа ($Z_1 \leq z \leq Z_2$), а также инерционное движение бестоковой плазмы ($z > Z_2$).

В плазмотронах рассматриваемого типа осуществляется прокачка относительно небольших количеств плазмообразующего газа (аргона), в них, как правило, реализуется слаботурбулентный режим течения плазмы, поскольку вязкость газа с повышением температуры увеличивается. Ввод в открытую область течения плазмы спутного ламинарного потока обдувающего газа, а также его взаимодействие со слаботурбулентной плазменной струей и является предметом исследования.

Для математического описания процессов, протекающих при формировании плазменной дуги и истечении дуговой плазмы из сопла плазмотрона, примем следующие допущения:

рассматриваемая плазменная система имеет цилиндрическую симметрию, а протекающие процессы предполагаются стационарными;

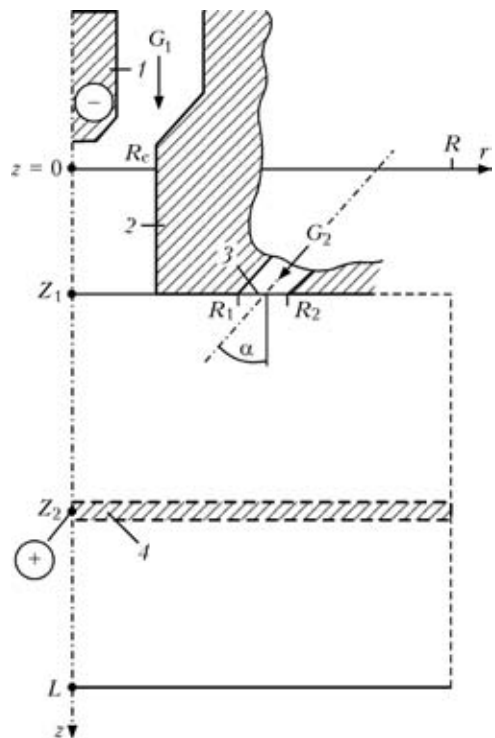


Рис. 1. Схема расчетной области плазмотрона: 1 — тугоплавкий катод; 2 — сопло плазмотрона; 3 — канал подачи обдувающего газа; 4 — проволока-анод

обдувающий газ подается осесимметричным потоком через кольцевой канал, течение этого газа в канале полагается ламинарным;

плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, собственное излучение плазмы объемное;

основным механизмом нагрева плазмы являются джоулево тепловыделение (работой сил давления и вязкой диссипацией можно пренебречь), а перенос энергии в плазме происходит в результате теплопроводности и конвекции (естественная конвекция в расчет не принимается);

течение плазмы вязкое, дозвуковое, режим течения турбулентный;

внешние магнитные поля отсутствуют.

Так как в плазмотронах рассматриваемой схемы течение газа происходит преимущественно в осевом направлении, а радиальные градиенты температуры и скорости существенно больше аксиальных, для расчета тепловых и газодинамических характеристик плазмы будем использовать приближение пограничного слоя [7]. Полагая турбулентность гидродинамической (т. е. пренебрегая пульсациями электромагнитных величин) и считая пульсации давления малыми, можно показать, что система МГД уравнений в приближении турбулентного пограничного слоя для осредненных по времени значений температуры и скорости плазмы имеет вид [6, 8]



$$\frac{\partial}{\partial z}(\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho \bar{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \eta \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(p + \mu_0 \frac{H^2}{2} \right), \quad (2)$$

$$\rho C_p \left(u \frac{\partial T}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \chi \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma E^2 - \psi, \quad (3)$$

где T — усредненная температура плазмы; $\bar{v} = (\rho v + \rho' v')/\rho$ (v, ρ — соответственно осредненная радиальная скорость и плотность плазмы, ρ' и v' — пульсации плотности и радиальной скорости); u — усредненная аксиальная скорость плазмы; p — давление; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; σ — удельная электропроводность плазмы; ψ — объемная плотность мощности собственного излучения; $\bar{\eta}, \bar{\chi}$ — полные коэффициенты соответственно динамической вязкости и теплопроводности плазмы (сумма молекулярной и турбулентной вязкости и теплопроводности соответственно); E — осевая составляющая напряженности электрического поля; μ_0 — универсальная магнитная постоянная; H — азимутальная составляющая магнитного поля тока дуги

$$H = \frac{1}{r} E \int_0^r \sigma r dr. \quad (4)$$

В рамках используемого приближения пограничного слоя осевая составляющая напряженности электрического поля дуги практически постоянна по сечению канала [6] и определяется из условия сохранения полного тока:

$$I = 2\pi E \int_0^{R_\sigma(z)} \sigma r dr, \quad (5)$$

где $R_\sigma(z)$ — радиус токопроводящей области.

Учитывая, что за пределами токопроводящей области проводимость плазмы практически равна нулю, в качестве верхнего предела интегрирования в формуле (5) можно использовать радиус расчетной области, т. е. $R_\sigma(z) = R_c$ при $0 \leq z \leq Z_1$ и $R_\sigma(z) = R$ при $z > Z_1$ (см. рис. 1).

Распределение давления в пределах канала сопла определяется с учетом магнитной составляющей давления

$$p = p_{\text{ext}} - \int_z^{Z_1} \frac{dp_c}{dz} dz + \mu_0 E \int_r^{R_c} \sigma H dr, \quad (6)$$

где p_{ext} — давление во внешней среде. Градиент газостатического давления dp_c/dz в приближении пограничного слоя также постоянен по сечению

канала [7] и определяется из условия сохранения полного массового расхода плазмообразующего газа

$$\rho_0 G_1 = 2\pi \int_0^{R_c} \rho u r dr, \quad (7)$$

где ρ_0 — массовая плотность газа при нормальных условиях.

На открытом участке разряда ($z > Z_1$) давление определяется выражением

$$p = p_{\text{ext}} + \mu_0 E \int_r^R \sigma H dr. \quad (8)$$

Система уравнений (1)–(8) дополняется соотношениями

$$\begin{aligned} \rho &= \rho(T, p), C_p = C_p(T, p), \\ \chi &= \chi(T, p), \eta = \eta(T, p), \\ \sigma &= \sigma(T, p), \psi = \psi(T, p), \end{aligned} \quad (9)$$

определяющими зависимости термодинамических характеристик, молекулярных коэффициентов переноса и оптических свойств плазмы от температуры и давления. Подробные таблицы указанных величин для используемых плазмообразующих газов приведены, например, в работах [6, 9].

Эта же система газодинамических уравнений может быть использована и для описания бесточкового (инерционного) участка течения плазмы за проволокой ($z > Z_2$) в приближении турбулентного пограничного слоя, полагая при этом $E = H = 0$.

Для замыкания системы уравнений (1)–(3) необходимо задать соотношения для определения турбулентных составляющих коэффициентов переноса. Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности плазмы, используемые в приведенных выше уравнениях, имеют вид

$$\bar{\eta} = \eta + \eta_t, \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_t, \quad (10)$$

где η, χ — коэффициенты молекулярной вязкости и теплопроводности; η_t, χ_t — коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности.

Для описания турбулентности использовали двухпараметрическую k – ε модель [10], получившую широкое распространение в мировой практике. К ее отличительным особенностям можно отнести учет предыстории течения, а также общность модели для различных условий течения. В рамках данной модели коэффициенты турбулентной вязкости и теплопроводности определяются по следующим формулам:



$$\eta_t = \frac{C_\mu \rho \bar{k}^2}{\varepsilon}, \quad \chi_t = \eta_t \frac{C_p}{Pr_t}, \quad (11)$$

где \bar{k} , ε — соответственно кинетическая энергия и скорость диссипации турбулентности; C_μ — эмпирическая константа, равная 0,09; Pr_t — турбулентное число Прандтля, которое выбирается согласно рекомендациям [11] или принимается равным единице [6].

Первое соотношение (11) замыкается уравнениями переноса для кинетической энергии турбулентности и скорости диссипации

$$\rho \left(u \frac{\partial \bar{k}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\eta + \frac{\eta_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} \right] + S - \rho \varepsilon, \quad (12)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\eta + \frac{\eta_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right] + C_1 S \frac{\varepsilon}{\bar{k}} - C_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{\bar{k}}, \quad (13)$$

где $S = \eta_t \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2$ — источниковый член; C_1 , C_2 ,

Pr_ε , Pr_k — константы k - ε модели турбулентности, равные соответственно 1,44; 1,92; 1,3 и 1,0.

Для решения системы дифференциальных уравнений (1)–(3), (12), (13) задавались следующие граничные и начальные (входные) условия. На оси симметрии системы ($r = 0$) полагаются справедливыми условия:

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial \bar{k}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0. \quad (14)$$

На стенке канала (при $r = R_c$ и $0 \leq z \leq Z_1$) ставится условие «прилипания» и задается температура охлаждаемой стенки T_w , т. е.

$$u = 0, \quad T = T_w. \quad (15)$$

Для задания величин \bar{k} и ε вблизи стенки канала необходимо использовать пристеночную функцию [10, 12], определив указанные величины следующим образом:

$$\bar{k} = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}}, \quad \varepsilon = \frac{u_*^3}{k_0 (R_c - r)}, \quad (16)$$

где $k_0 = 0,41$; u_* — решение трансцендентного уравнения (логарифмический закон стенки)

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{k_0} \ln \left(\frac{\Lambda r u_* (R_c - r)}{\eta} \right); \quad (17)$$

$\Lambda = 9,0$ — параметр шероховатости стенки.

Для корректного учета вязкого подслоя при определении \bar{k} и ε в пристеночной области, т. е. при $y^+ = \rho (R_c - r) u_* / \eta < f^+$, где f^+ выбирается в диапазоне 20...100 [12], используются выражения (16), (17). Для описания внутренней области те-

чения ($y^+ \geq f^+$) используются уравнения (12), (13) полностью развитого турбулентного течения.

На внешней границе расчетной области (открытого участка) принимаются условия гладкого сопряжения с окружающей средой:

$$T = T_{\text{ext}}, \quad u = 0, \quad \bar{k} = 0, \quad \varepsilon = 0, \quad (18)$$

где T_{ext} — температура окружающей среды.

В качестве начальных условий во входном сечении плазмформирующего канала ($z = 0$) задаются распределения скорости плазмообразующего газа, величин \bar{k} и ε [10], а также плотности тока в прикатодной области [13, 14]

$$u(r, 0) = u_0 \left[1 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^n \right], \quad (19)$$

$$\bar{k}(r, 0) = i_t (u^2 + \bar{v}^2), \quad \varepsilon(r, 0) = 3 \frac{\bar{k}(r, 0)^{3/2}}{R_c}, \quad (20)$$

$$j(r, 0) = j_0 e^{-r/r_c}, \quad (21)$$

где $n = 15$; u_0 выбирается из условия сохранения массового расхода плазмообразующего газа через канал сопла плазмотрона (7); $i_t = 0,003$ — интенсивность турбулентности; j — плотность электрического тока; j_0 — константа, зависящая от силы тока (при $I = 200$ А $j_0 = 1,2 \cdot 10^8$ А/м² [14]); r_c — радиус катодной области дуги, определяемый из условия сохранения полного тока (5) и закона Ома

$$j = \sigma E. \quad (22)$$

Температура плазмообразующего газа в начальном сечении выбирается исходя из эмпирической зависимости плотности тока вблизи катода (21) с использованием зависимости $\sigma = \sigma(T, p)$ и соотношения (22). При этом напряженность электрического поля E при $z = 0$ принимается независимой от координаты r и соответствующей j_0 и $\sigma(T_c)$, где T_c — максимальная температура плазмы вблизи поверхности катода, аппроксимированная по экспериментальным данным [14] для диапазона $I = 100...300$ А многочленом

$$T_c(I) = -250 \cdot 10^{-4} I^2 + 32,5 I + 15300. \quad (23)$$

Граничные условия на выходе из канала для подачи обдувающего газа (при $z = Z_1$ и $R_1 \leq r < R_2$) задаются с учетом сделанных допущений о характере течения этого газа. При этом температуру газа примем равной температуре окружающей среды T_{ext} , а компоненты его скорости будем описывать модельными зависимостями

$$u = u_1 \left[1 - \left(\frac{2r}{R_1 + R_2} \right)^2 \right], \quad \bar{v} = u \operatorname{tg} \alpha, \quad (24)$$



где u_1 выбирается из условия сохранения полного расхода газа через рассматриваемый канал

$$\rho_0 G_2 = 2\pi \int_{R_1}^{R_2} \rho u r dr. \quad (25)$$

Граничные условия для \bar{k} и ε на выходе из канала для подачи обдувающего газа выбираются по аналогичным (20) зависимостям в соответствии с условием (24).

Поставленную задачу решали численно методом конечных разностей [15, 16]. Использовали основную разностную схему для интегрирования систем уравнений типа уравнений пограничного слоя [17]. Дифференциальные уравнения второго порядка (2), (3), (12), (13) аппроксимировали по неявной двухслойной шеститочечной разностной схеме, а уравнение первого порядка (1) — по явной четырехточечной. Полученную алгебраическую систему разностных уравнений решали методом прогонки с применением итераций.

На основе разработанной вычислительной схемы было создано соответствующее программное обеспечение и проведен численный анализ характеристик слаботурбулентного течения аргоновой плазмы, генерируемой плазматроном с проволокой-анодом при различных режимах его работы.

Тепловые и газодинамические характеристики такой плазмы рассчитывали как на дуговом участке течения — от катода плазматрона до проволоки-анода, так и на инерционном, т. е. в бестоковой плазменной струе. Исследовали стационарный плазменно-дуговой поток, обдуваемый осесимметричным кольцевым потоком холодного газа, а также поток, истекающий в неподвижную среду (затопленная струя), при атмосферном давлении.

При проведении всех расчетов параметры плазматрона и режимы его работы выбирали следующими: радиус и длина канала сопла соответственно 1,5 и 3 мм; проволока-анод расположена при $z = Z_2 = 9,3$ мм; кольцевой канал для подачи газа, обдувающего поток, имеет в выходном сечении ($z = Z_1 = 3$ мм) внутренний радиус 4,78 мм и внешний 7,22 мм и наклонен под углом $37,5^\circ$ к оси симметрии плазматрона (см. рис. 1); температура холодных стенок каналов и окружающего газа 300 К; диапазон изменения тока дуги $I = 160 \dots 260$ А; расход плазмообразующего газа (аргона) $G_1 = 1 \dots 1,5$ м³/ч; расход обдувающего газа (аргона) $G_2 = 20$ (0) м³/ч. Длину внешней части расчетной области L считали равной 250 мм, радиус $R = 12$ мм.

Результаты компьютерного моделирования тепловых, газодинамических и электрических характеристик турбулентных плазменно-дуговых потоков при рассмотренных условиях представлены на рис. 2–5. В качестве базового расчетного

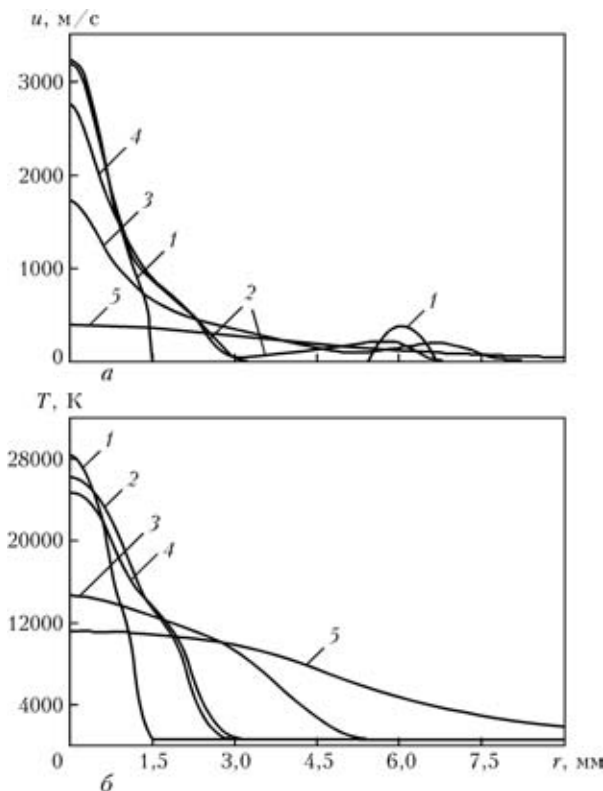


Рис. 2. Радиальные распределения скорости (а) и температуры (б) плазмы при $I = 200$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч (1–3), $G_2 = 0$ м³/ч (4, 5): 1 — область среза сопла плазматрона ($z = 3$ мм); 2, 4 — область проволоки-анода ($z = 9,3$ мм); 3, 5 — то же при $z = 50$ мм

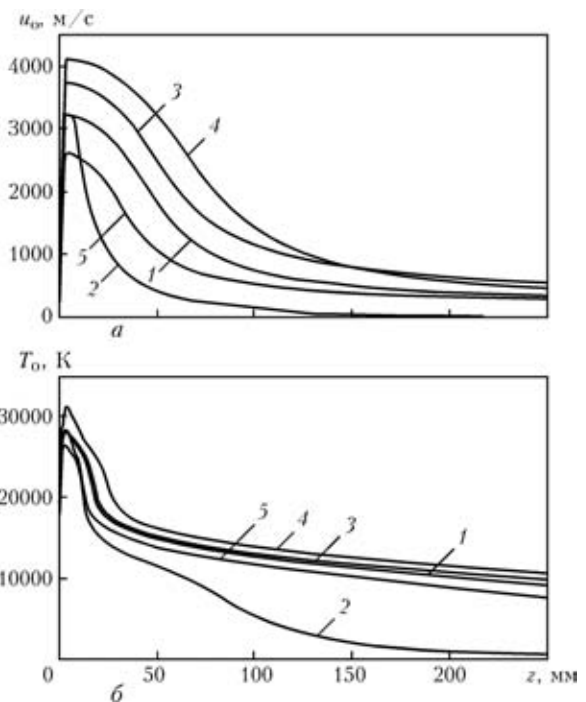


Рис. 3. Продольные изменения осевых значений скорости (а) и температуры (б) плазмы при различных режимах работы плазматрона: 1 — $I = 200$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч; 2 — $I = 200$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 0$ м³/ч; 3 — $I = 200$ А, $G_1 = 1,5$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч; 4 — $I = 260$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч; 5 — $I = 160$ А, $G_1 = 1$ м³/ч, $G_2 = 20$ м³/ч

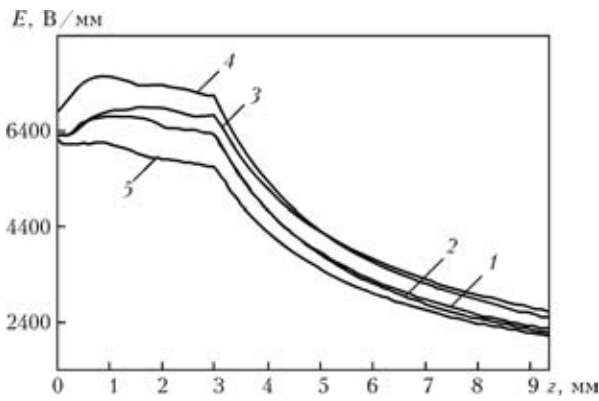


Рис. 4. Продольное изменение напряженности электрического поля при различных режимах работы плазматрона: 1–5 — то же, что и на рис. 3

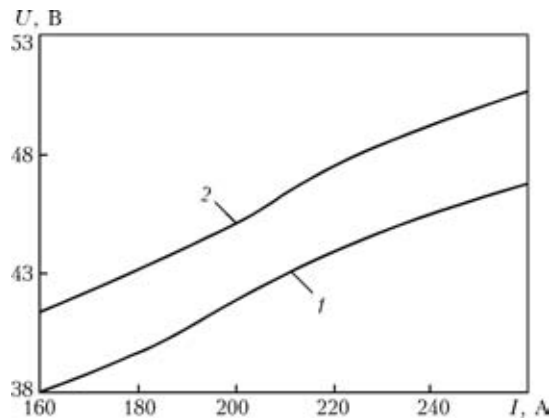


Рис. 5. Вольт-амперная характеристика столба дуги при различных расходах плазмообразующего газа $G_1 = 1$ (1) и 1,5 (2) $\text{м}^3/\text{ч}$

варианта выбрали вариант, соответствующий току дуги $I = 200 \text{ А}$ и расходу плазмообразующего газа $G_1 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}$, при наличии обдува открытого участка течения потоком холодного газа. Результаты всех расчетов сравнивали с этим вариантом и оценивали влияние того или иного параметра режима работы плазматрона на пространственные распределения тепловых и газодинамических характеристик плазменной струи, а также на электрические характеристики дугового разряда.

Рассмотрим влияние обдувающего потока газа на пространственные характеристики плазменной струи. Результаты расчетов для обдуваемого потока и соответствующей затопленной струи представлены на рис. 2. Как видно, обдув плазменной струи кольцевым потоком холодного газа существенно влияет на ее тепловые и газодинамические характеристики. На начальном участке внешнего течения параметры дугового потока в обоих случаях остаются практически идентичными. В дальнейшем поток газа, обдувающего плазменную струю, препятствует ее расширению и на расстоянии порядка 50 мм от среза сопла плазматрона ширина ядра плазменного потока, не обдуваемого защитным газом, превышает ширину обдуваемой струи приблизительно в 2 раза (рис. 2, кривые 5 и 3).

Соответствующая динамика изменения скорости и температуры плазмы вдоль оси системы приведена на рис. 3, где кривые 1 и 2 соответствуют затопленной и обдуваемой струе при $I = 200 \text{ А}$ и $G_1 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}$. Как видно, существенное снижение скорости и температуры необдуваемой струи начинается с расстояния 35...40 мм от среза сопла плазматрона. Уже на расстоянии 150 мм от среза сопла одиночная струя практически полностью распадается вследствие ее неограниченного расширения, в то время как даже на расстоянии 250 мм от среза сопла обдуваемая струя имеет скорость примерно 400 м/с и температуру порядка 5500 К. Таким образом, плазменная струя, обдуваемая спутным потоком холодного газа, значительно

но дольше сохраняет импульс и энергию и практически не смешивается с обдувающим газом.

На рис. 3 также представлены аксиальные профили скорости и температуры обдуваемой плазменной струи при различных значениях тока дуги и расхода плазмообразующего газа. Из сравнения расчетных кривых видно, что при больших значениях тока дуги скорость и температура плазмы оказываются выше, что связано с более высоким уровнем выделения энергии в дуговой плазме и более интенсивным действием электромагнитных сил, ускоряющих плазму.

При увеличении расхода плазмообразующего газа скорость плазмы увеличивается приблизительно пропорционально G_1 и для расхода 1,5 $\text{м}^3/\text{ч}$ превышает скорость газа для базового расчетного варианта в среднем на 500 м/с на всей исследованной дистанции течения (рис. 3, кривая 3). Температура плазмы в случае большего расхода плазмообразующего газа возрастает незначительно — в пределах 3...15 % (в зависимости от расстояния, пройденного струей) и практически повторяет соответствующую зависимость при $G_1 = 1 \text{ м}^3/\text{ч}$.

В целом анализ результатов моделирования, представленных на рис. 3, позволяет выделить три участка течения, описанных ранее: течение дуговой плазмы внутри сопла плазматрона, внешний участок течения дуговой плазмы и участок инерционного движения бестоковой плазмы. Начальный участок, соответствующий течению плазмы внутри сопла, характеризуется значительными аксиальными градиентами тепловых и динамических параметров плазмы. На этом участке резко возрастает осевая скорость и сильно снижается температура на оси. После выхода дуги за границы сопла происходит постепенное сглаживание аксиальных градиентов указанных величин. Роль сил вязкого трения возрастает, происходит некоторое расширение дуги и ее слабое взаимодействие с потоком обдувающего газа. Однако электромагнитные силы на внешнем дуговом участке



продолжают оказывать существенный вклад в формирование потока. В третьей области происходит инерционное движение плазмы и наблюдается практически экспоненциальное уменьшение аксиальных градиентов газодинамических и тепловых характеристик плазменного потока.

Электрические характеристики дуги в рассмотренном плазматроне представлены на рис. 4, 5 и включают распределение по оси разряда напряженности электрического поля и вольт-амперную характеристику столба дуги. Повышение напряженности электрического поля в пределах канала сопла (рис. 4) является следствием того, что при выбранных значениях радиуса канала, тока дуги и расхода плазмообразующего газа напряженность поля вблизи катода оказывается меньше, чем в асимптотической области канала. Этому же способствует и постепенное снижение температуры плазмы, связанное с потерями энергии на излучение и отводом тепла в стенки канала, что приводит к снижению электропроводности и соответственно увеличению напряженности электрического поля, необходимого для поддержания заданного тока разряда. После выхода из канала плазменный поток несколько расширяется, что приводит к незначительному снижению напряженности поля.

В рассмотренном диапазоне токов расчетная вольт-амперная характеристика столба дуги (рис. 5) является возрастающей, причем темп возрастания напряжения с увеличением тока существенно зависит от расхода плазмообразующего газа.

Выводы

1. Предложена математическая модель газодинамических, тепловых и электрических процессов в дуговых плазматронах, которая может быть использована для качественной и количественной оценки основных характеристик турбулентного течения дуговой плазмы в плазматронах прямого и косвенного действия, в том числе при наличии спутного обдувающего газового потока. Проведено детальное численное моделирование характеристик течения дуговой плазмы в условиях плазменного распыления токоведущей проволоки.

The mathematical model has been developed, describing turbulent flow of the electric arc plasma and formation of the plasma jet under conditions of plasma-arc spraying. Detailed analysis of the effect of working parameters of a plasmatron using an anode wire and conditions of blowing of a low-turbulent plasma jet, generated by plasmatron, with a laminar gas flow on electric characteristics of the arc discharge, thermal and gas-dynamic properties of the plasma flow has been conducted on the basis of numerical modelling.

2. Обдув плазменной струи спутным потоком холодного газа препятствует ее расширению и существенно увеличивает ее протяженность. Так, на расстоянии порядка 50 мм от среза сопла плазматрона ширина ядра плазменного потока, не обдуваемого защитным газом, превышает ширину обдуваемой струи приблизительно в 2 раза. В результате обдуваемая плазменная струя значительно дольше сохраняет свой импульс и энергию и практически не смешивается с обдувающим газом.

1. Петров С. В., Карп И. Н. Плазменное газоздушное напыление. — Киев: Наук. думка, 1993. — 495 с.
2. Model TSR300H HVAF-ARC spray system. — <http://www.uniquecoat.com/index-ARC.html>.
3. Математическое моделирование электрической дуги / В. С. Энгельшт, Д. С. Асанов, В. Ц. Гурович и др. — Фрунзе: Илим, 1983. — 363 с.
4. Компьютерное моделирование процесса плазменного напыления / Ю. С. Борисов, И. В. Кривцун, А. Ф. Мужиченко и др. // Автомат. сварка. — 2000. — № 12. — С. 42–51.
5. Favalli R. C., Szente R. N. Physical and mathematical modeling of non transferred plasma torches // Brazilian J. of Physics. — 1998. — № 1. — P. 25–34.
6. Теория столба электрической дуги / Под ред. М. Ф. Жукова. — Новосибирск: Наука, 1990. — 376 с.
7. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1973. — 847 с.
8. Computer-aided simulation and experimental study of dusted plasma jets emitting into limited space / Yu. S. Borisov, A. V. Chernyshov, I. V. Krivtsun, et al. // Proc. of the National thermal spray conf. — Boston, 1994. — P. 361–366.
9. Boulos M. I., Fauchais P., Pfender E. Thermal plasmas: Fundamentals and applications. — New York, London: Plenum press, 1994. — Vol. 1. — 467 p.
10. Launder B. E., Spalding D. B. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. — 1990. — № 8. — P. 269–289.
11. Иевлев В. М. Турбулентное движение высокотемпературных сплошных сред. — М.: Наука, 1975. — 254 с.
12. Wilcox D. C. Turbulence modeling for CFD. — La Canada, California: DCW Industries Inc., 1994. — 460 p.
13. Колесниченко А. Ф. Технологические МГД установки и процессы. — Киев: Наук. думка, 1980. — 192 с.
14. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах / М. Ф. Жуков, Н. П. Козлов, А. В. Пустогаров и др. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
15. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. — М.: Наука, 1971. — 552 с.
16. Андерсон Д., Таннехилл Дж., Плетчер Р. Вычислительная гидромеханика и теплообмен. — М.: Мир, 1990. — Т. 1. — 384 с.
17. Пасконов В. М., Полежаев В. И., Чудов Л. А. Численное моделирование тепломассопереноса. — М.: Наука, 1984. — 286 с.

Поступила в редакцию 15.05.2007